

07;12

Экспериментальная демонстрация разрешающей способности квантового магнитометра с оптической накачкой

© Е.Б. Александров, М.В. Балабас, А.К. Вершовский, А.С. Пазгалев

Всероссийский научный центр „Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова“,
199034 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: ealex@online.ru

(Поступило в Редакцию 10 ноября 2003 г.)

Чувствительность σ квантового магнитометра с оптической накачкой была непосредственно измерена сравнением выходных частот ^{85}Rb и ^{87}Rb магнитометров, осуществленных на одной общей двухизотопной ячейке. Результаты измерения $\sigma_{87} = 59.6 \pm 6 \text{ fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ находится в хорошем согласии с величиной, предсказанной с помощью косвенного метода измерения отношения крутизны резонанса к дробовому шуму света $\sigma_{87}^{\text{light}} = 53.7 \pm 2 \text{ fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.

1. Постановка задачи

За последние несколько десятилетий в области квантовой магнитометрии был достигнут существенный прогресс [1–4]. Появились новые типы квантовых магнитометров с оптической накачкой (КМОН), демонстрирующие вариационную чувствительность на уровне десятых долей фемтотесла в малых полях [5]. Были также улучшены характеристики традиционных КМОН, работающих в геофизическом диапазоне магнитных полей (20–80 μT), самый показательный пример — КМОН на базе паров калия, сочетающий чувствительность $10 \text{ fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ с долговременной стабильностью на уровне 10 рТ и абсолютной точностью 0.1 нТ [2]. Сходные высокие уровни чувствительности могут быть получены в более слабых магнитных полях (< 15 μT) при использовании Cs и Rb магнитометров на неразрезанной зеемановской структуре. Высокочувствительные магнитометры, работающие в этом диапазоне, требуются, в частности, для фундаментальной программы эксперимента по поиску постоянного электродипольного момента нейтрона [6].

Для оценки чувствительности КМОН обычно используется косвенный метод, основанный на измерении отношения крутизны резонанса к шуму [7]. Метод основан на предположении, что минимальная вариация магнитного поля, которая может быть зарегистрирована с помощью магнитометра, в данной полосе частот (например, 1 Hz) может быть выражена как

$$\delta B_{\min} = (1/\gamma)N/(dS/df)|_{f=f_0} = (1/\gamma)kN/(S/\Gamma). \quad (1)$$

Здесь γ — гиромагнитное отношение; $f = f_0$ — частота магнитного резонанса; $k \approx 1$ — форм-фактор резонанса; Γ — ширина линии резонанса; N — среднеквадратичный уровень шума, измеренный в той же полосе частот; S — величина сигнала. Величины k , S , Γ и N могут быть непосредственно измерены в эксперименте или, еще проще, экспериментатор может измерить крутизну резонанса $S' = (dS/df)|_{f=f_0}$ в центре резонансной линии и уровень шума N вдали от резонанса и вычислить чувствительность как $\delta B_{\min} = (1/\gamma)/N/S'$.

Этот метод, однако, подразумевает, что шум КМОН всецело определяется дробовыми шумами света, иначе говоря, 1) шумы внутри резонансной линии не отличаются от шума вне ее и 2) шумы в замкнутой петле обратной связи определяются все теми же дробовыми шумами света. Это значит, что атомные флуктуации малы по сравнению с дробовыми шумами (это условие обычно верно в случае КМОН) и все технические шумы могут быть подавлены до того же уровня дробовых шумов света.

Хотя эти предположения выглядят вполне естественными, они никогда не были доказаны экспериментально. Трудность экспериментального исследования заключается в следующем: для измерения собственных шумовых характеристик магнитометра, которые и определяют его предельную разрешающую способность, необходимо устранить вклад от вариаций магнитного поля в измеряемую величину — частоту двойного радиооптического резонанса на уровне единиц фТ. Стабилизировать поле с такой точностью не представляется возможным, по крайней мере в полях геомагнитного диапазона.

В обычных условиях не только шумы магнитного поля Земли превышают шумы КМОН на 4–5 порядков величины, но и вариации градиента магнитного поля, как правило, не могут быть подавлены ниже уровня нескольких сотен $\text{fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ на метр.

Попытки скомпенсировать вариации магнитного поля в системах колец Гемгольца и/или многослойных магнитных экранах также ограничены многими принципиальными факторами. Очевидно, любая система компенсации вариаций магнитного поля, основанная на показаниях одиночного датчика, может уменьшить эту вариацию только до уровня чувствительности этого датчика и только в точке, где он расположен. Задача подавления градиента магнитного поля первого и следующих порядков требует построения существенно более сложных многосенсорных конструкций. Существуют и другие принципиальные ограничения, такие как тепловой шум тока в металле экрана и т.д.

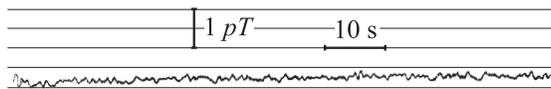


Рис. 1. Запись градиента магнитного поля, произведенная в спокойных магнитных условиях (о. Джорджина, Канада) при сравнении двух калиевых КМОН с объемом ячеек 1800 cm^3 .

Таким образом, единственный способ непосредственно измерить чувствительность магнитометра — это сравнить его показания с показаниями аналогичного или лучшего прибора, создав условия, когда вариации градиента между точками расположения двух приборов не превышают ожидаемый уровень чувствительности. В случае КМОН сделать это непросто, потому что обычно два однотипных КМОН нельзя разместить ближе, чем в полуметре друг от друга, из-за опасности взаимопроникновения сигналов в радиочастотных каналах.

Все вышеизложенное помогает понять, почему рассчитанную на основе измерения отношения крутизны резонанса к шуму чувствительность так трудно продемонстрировать экспериментально на уровне лучше $100 \text{ fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ (за исключением случая сверхнизких полей, как в [5]). Насколько нам известно, в поле Земли лучшая чувствительность КМОН на уровне $60 \text{ fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ была продемонстрирована в результате сотрудничества компании GEM Systems, Inc. (Торонто, Канада) и коллектива авторов этой статьи (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург, Россия) в исключительно спокойных магнитных условиях при сравнении двух калиевых КМОН с объемом ячеек 1800 cm^3 (рис. 1). Но даже в этом случае измеренные относительные шумы двух магнитометров превысили результаты оценки в 8–20 раз. Таким образом, понятно, почему метрологи и геофизики до сих пор с осторожностью относятся к декларации о достигнутых чувствительностях, продолжая настаивать на непосредственных измерениях.

В этой статье мы представляем результаты непосредственного измерения чувствительности КМОН на уровне $\text{fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ в ненулевом магнитном поле, показывающие хорошее соответствие с результатами, полученными методом измерения отношения крутизны резонанса к дробовому шуму света.

2. Эксперимент

Мы устранили влияние вариации градиента магнитного поля, реализовав два магнитометра на одной ячейке с парами изотопов атомов рубидия и измеряя разность показаний магнитометров. Экспериментальная установка показана на рис. 2. В лабораторном экране в поле $B = 1170 \text{ nT}$ были организованы однолучевые самогенерирующие магнитометры на неразрешенной структуре линий в состоянии $F = 2$ изотопов рубидия ^{87}Rb и ^{85}Rb с применением одного лампового источника света ВЧ

разряда и общей петли обратной связи. Использовалась общая ячейка с антирелаксационным покрытием стенок диаметром 70 mm , содержащая каплю смеси изотопов рубидия в равных долях. Накачка производилась циркулярно поляризованным светом $^{87}\text{Rb } D_1$ - и $^{85}\text{Rb } D_1$ -линий спектральной лампы, наполненной той же смесью изотопов. Подбором фазы сигнала и коэффициента усиления усилителя устанавливался близкий к оптимальному режим самогенерации на линиях обоих изотопов. Установка была помещена в трехслойный магнитный экран; сигнал одного из магнитометров (^{85}Rb) использовался для стабилизации магнитного поля внутри экрана при значении напряженности 1170 nT .

Использование общей ячейки позволило полностью устранить проблему вариации градиента, поскольку атомы обоих изотопов в данной конфигурации подвергаются воздействию одного и того же поля, усредненного по объему ячейки. Описываемая здесь конфигурация магнитометров не может претендовать на рекордные чувствительности, сравнимые, например, с чувствительностью калиевого КМОН; этот вопрос будет подробно рассмотрен ниже, а здесь мы хотим подчеркнуть, что нашей главной целью было не столько достижение рекордной чувствительности, сколько экспериментальная проверка валидности используемого нами метода измерения отношения крутизны резонанса к дробовому шуму света.

Гиромангнитные отношения ^{87}Rb ($F = 2$) и ^{85}Rb ($F = 3$) даются выражением

$$\gamma = \mu_B \cdot (g_J - 2 \cdot I \cdot g_I) / (2I + 1), \quad (2)$$

где для ^{85}Rb $I = 5/2$, $g_J = 2.002331$, $g_I = 0.294745 \times 10^{-3}$, для ^{87}Rb $I = 3/2$, $g_J = 2.002331$, $g_I = 0.998823 \cdot 10^{-3}$ [8], $\mu_B = 13.99624624(56) \text{ Hz/nT}$ [9], так что $\gamma_{85} = 4.667415 \text{ Hz/nT}$ и $\gamma_{87} = 6.995795 \text{ Hz/nT}$.

Используя близость отношения (γ_{87}/γ_{85}) к рациональному числу $3/2$, мы построили простую систему измерения, обеспечивающую высокую степень подавления остаточных флуктуаций магнитного поля. Для этого протестированный общим фотодетектором и

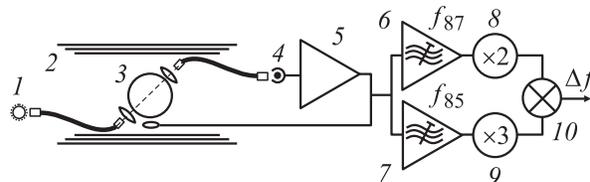


Рис. 2. Упрощенная схема экспериментальной установки: 1 — лампа со смесью изотопов ^{87}Rb и ^{85}Rb ; 2 — магнитный экран; 3 — ячейка со смесью изотопов ^{87}Rb и ^{85}Rb ; 4 — фотоприемник; 5 — широкополосный усилитель; 6, 7 — узкополосные усилители, настроенные на частоты самогенерации ^{87}Rb и ^{85}Rb соответственно; 8, 9 — умножители частоты; 10 — балансный смеситель. Промежуточные и оконечные узкополосные усилители, а также генератор СВЧ возбуждения лампы, схемы термостабилизации лампы и ячейки, петля стабилизации магнитного поля на схеме не показаны.

усиленный общим усилителем двухизотопный сигнал самогенерации подавался на два резонансных усилителя, каждый из которых выделял сигнал самогенерации на частотах, соответствующих изотопам f_{85} и f_{87} . Одновременно сигнал самогенерации на ^{85}Rb использовался для стабилизации поля в объеме ячейки с опорой на прецизионный генератор. Далее частота f_{85} ($f_{85} = 5465 \text{ Hz}$) умножалась на 3, а частота f_{87} ($f_{87} = 8192 \text{ Hz}$) — на 2. Тем самым коэффициенты преобразования поля в частоту выравнивались с точностью до вклада от ядерного магнитного момента $\Delta f_N = 8 \cdot 10^{-4} f_{85}$. После этого на балансном смесителе выделялась разностная частота от этих сигналов: $\Delta f = (3 \cdot f_{85} - 2 \cdot f_{87}) = (3\gamma_{85} - 2\gamma_{87}) \cdot B = \mu_B \times (3/2 \cdot g_1^{87} - 5/2 \cdot g_1^{85}) \cdot B = 12.47 \text{ Hz}$ при $B = 1170 \text{ nT}$ в поле 1170 nT и измерялась. Частота Δf отличается от нуля только благодаря вкладу ядерных моментов (ее значение также может быть несколько смещено из-за неидеальности настройки фазы в петлях самогенерации), ее зависимость от магнитного поля на три порядка слабее, чем зависимость от магнитного поля частот f_{85} и f_{87} . Таким образом, влияние остаточной вариации магнитного поля на разностную частоту при такой схеме регистрации было подавлено примерно в 1000 раз. В то же время мы полностью избежали взаимовлияния двух магнитометров по радиочастотным каналам.

Для проверки степени подавления флуктуаций магнитного поля мы одновременно с разностной частотой Δf записывали выходные частоты обоих магнитометров. Сравнение записей (рис. 3) показало, что вклад флуктуаций магнитного поля в частоту Δf неразличим на фоне вкладов собственных шумов магнитометров.

Одновременно с выходными частотами также записывались интенсивности света на входе и выходе рабочей ячейки магнитометра; это давало возможность контролировать наличие вклада в выходные частоты магнитометров сдвига, пропорционального интенсивности света.

Сигнал разностной частоты Δf регистрировался с помощью 14-битного аналого-цифрового преобразователя

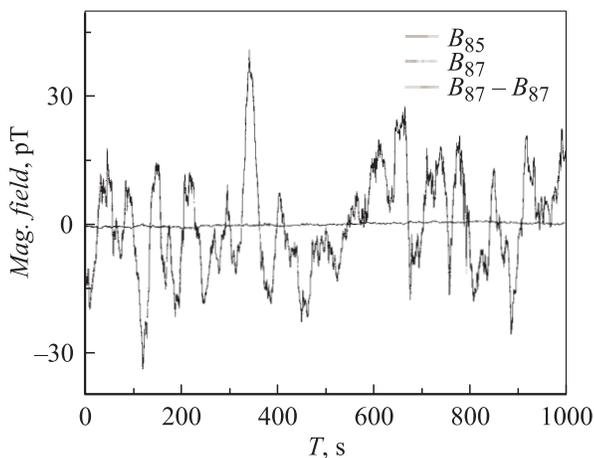


Рис. 3. Записи магнитного поля B в экране, произведенные ^{87}Rb и ^{85}Rb магнитометрами, и их разность.

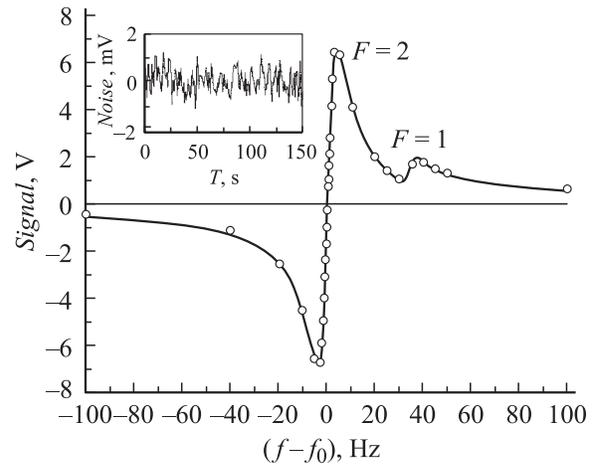


Рис. 4. Резонансная линия ^{87}Rb в сравнении с дробовым шумом фототока ($\tau = 1 \text{ s}$): $\Gamma(\text{HWHM}) = 3.74 \text{ Hz}$, $f_0 = 8192 \text{ Hz}$, $dS/df = 3.33 \text{ V/Hz}$, $\sigma_{87}^{\text{light}} = 21.5 \text{ fT} \cdot \text{s}^{1/2} = 53.7 \pm 2 \text{ fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.

(АЦП). Среднее значение частоты Δf за 1 s вычислялось по 512 отсчетам методом быстрого преобразования Фурье.

Величина магнитного поля в экране ($B = 1170 \text{ nT}$) выбиралась из следующих соображений: с одной стороны, поле не должно было достигать величины, при которой становится значим вклад в ширину линии резонанса от расщепления зеемановского спектра Rb, а также уширение линии за счет неоднородности магнитного поля в экране; с другой стороны, пропорциональная магнитному полю измеряемая частота Δf должна была быть достаточно велика, чтобы обеспечить возможность ее измерения с относительной точностью 10^{-5} за времени порядка секунды. Заметим, что, поскольку в эксперименте измерялась разностная частота двух сигналов, на 3 порядка меньшая обеих несущих, точность 10^{-5} измерения разностной частоты соответствовала точности 10^{-8} измерения несущей.

Здесь необходимо подчеркнуть что, несмотря на использование общего фотоприемника для регистрации сигналов обоих магнитных резонансов, световые шумы двух магнитометров не являются взаимно коррелированными. Дело в том, что петля самогенерации каждого магнитометра выделяет из широкополосного спектра шумового сигнала узкую спектральную полосу порядка Γ (где $\Gamma \sim 1-4 \text{ Hz}$ — ширина магнитного резонанса) вокруг частоты резонанса f_{85} или f_{87} . Поскольку эти частотные полосы разделены интервалом 2.7 kHz , дробовые шумы света в них независимы. Однако в данной конфигурации присутствует избыточный световой шум в каждом канале, так как свет одного изотопы является паразитным для другого. В нашем случае это повышает интенсивность света примерно вдвое, увеличивая среднеквадратичное значение шума в каждом канале в $\sqrt{2}$ раз.

Измерения выполнялись при температуре ячейки 30°C и общем фототоке $21 \mu\text{A}$. Для устранения

остаточной параметрической зависимости частоты самогенерации от интенсивности света и температуры ячейки мы применяли активную термостабилизацию оторстка лампы, содержащего каплю металла и пассивное термостатирование ячейки. Температура ячейки поддерживалась с точностью до 2°C. Темновая ширина линии составила 1 Hz, рабочая ширина — 3.5 Hz (рис. 4).

Была произведена серия записей разностной частоты за времена до 6000 s и измерена вариация разностной частоты $\sigma_{\Delta f}$. Для приведения ее к вариациям каналов ^{85}Rb и ^{87}Rb мы должны знать отношения „весов“ каналов σ_{87}/σ_{85} и собственный шум измерительной системы N_{MS}

$$\sigma_{\Delta f}^2 = \sigma_{87}^2 + \sigma_{85}^2 + N_{MS}^2. \quad (3)$$

Для измерения отношения „весов“ каналов была измерена вариационная чувствительность в разорванной петле обратной связи для каждого канала за 1 s. Для этого в стабилизированном поле возбуждался резонанс, методом синхронного детектирования регистрировалась дисперсионная компонента сигнала и производилась регистрация отклика сигнала с выхода синхронного детектора на малое по сравнению с шириной резонанса отклонение частоты от точно резонансной, т.е. фактически измерялась крутизна резонанса $S' \approx \Delta S/\Delta f$ и амплитуда шумового сигнала. В результате было измерено отношение вариационных чувствительностей каналов ^{87}Rb и ^{85}Rb : $\delta B_{\min}^{85}/\delta B_{\min}^{87} = 1.44 \pm 0.08$. Поскольку, как оказалось, амплитуды, ширины и спектральная плотность шумов с точностью до 5% совпадают для обоих сигналов, можно утверждать, что измеренное отношение вариационных чувствительностей находится в хорошем соответствии с теорией и определяется различием гиромагнитных отношений изотопов Rb ($\gamma_{87}/\gamma_{85} = 1.499$).

Используя измеренное отношение и формулу (3), мы можем привести вариации разностной частоты $\sigma_{\Delta f}$ к вариациям каналов ^{85}Rb и ^{87}Rb : $\sigma_{87} = (\sigma_{\Delta f}^2 - N_{MS}^2)/1.78$, $\sigma_{85} = (\sigma_{\Delta f}^2 - N_{MS}^2)/1.26$.

Уровень собственных флуктуаций схемы частотного синтеза и частотомера (АЦП) мы измеряли, подавая на их входы сигналы с опорных генераторов частоты Г3-110. Порог чувствительности тракта АЦП оказался равным $20 \text{ fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ (в эту оценку входит и вклад в шум от быстрого преобразования Фурье). При попытке оценить собственные шумы всего измерительного тракта, включая схему частотного синтеза, тем же способом — подачей на измерительную схему вместо реального сигнала эталонных сигналов с опорных генераторов частоты Г3-110 мы столкнулись со вкладом от собственных шумов генераторов. Увеличить точность этого измерения не представляется возможным, так как это потребовало бы наличия эталонных генераторов с собственным уровнем шумов, лучшим, чем $10^{-8} \text{ Hz}^{-1/2}$. Измеренная нами с помощью Г3-110 величина $105 \pm 20 \text{ fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ должна, таким образом, рассматриваться как верхняя оценка уровня собственных флуктуаций схемы измерения при нижней оценке $20 \text{ fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.

Мы также сделали попытку сузить эту оценку, исходя из предположения, что собственный шум магнитометра при постоянном уровне засветки, как это следует из (1), обратно пропорционален крутизне резонанса, в то время как шум измерительной системы N_{MS} аддитивен и независим от параметров резонанса. Эту не зависящую от параметров резонанса составляющую мы попробовали выделить при постоянном уровне засветки, варьируя амплитуду радиополя, измеряя при этом зависимость между крутизной резонанса S' и непосредственно измеренным уровнем шумов канала σ_{87} . Аппроксимируя эту зависимость модельной формулой $\sigma_{87}(S') = [(A/S')^2 + N_{MS}^2]^{1/2}$, мы получили оценку $N_{MS} = 71 \pm 20 \text{ fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. Конечно, эта оценка базируется на тех же допущениях, что и метод измерения отношения крутизны резонанса к дробовому шуму света. Так что, строго говоря, такая оценка может быть использована, только если доказана применимость самого метода. Однако, как будет показано далее, метод отношения крутизны резонанса к дробовому шуму света дает хорошее совпадение с экспериментальными результатами и до учета шумов измерительного тракта.

Пример вычисления предельной чувствительности магнитометра с применением метода измерения отношения крутизны резонанса к дробовому шуму света приведен на рис. 4. Результаты непосредственных измерений приведены на рис. 5 — временной ряд разностной частоты и аллановская диаграмма для разности частоты Δf . Значками показан эксперимент, кривыми — аппроксимирующая зависимость шумов от времени регистрации.

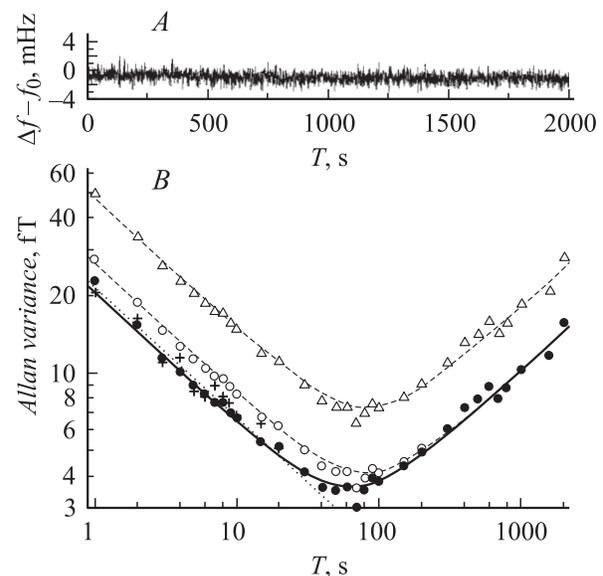


Рис. 5. А — пример записи разностной частоты $\Delta f = (3 \cdot f_{85} - 2 \cdot f_{87})$, $f_0 = 12.868 \text{ Hz}$; В: Δ — аллановская вариация разностной частоты Δf ; \circ — аллановская вариация частоты f_{87} (шум измерительной системы не учтен); \bullet — аллановская вариация частоты f_{87} (вычтен шум измерительной системы); $+$ — разрешающая способность канала ^{87}Rb , определенная методом измерения отношения крутизны резонанса к дробовому шуму света.

Из рис. 5 видно, что чувствительность наших магнитометров определяется дробовым шумом на временах усреднения, меньших 50 s. Аллановская вариация достигает своего минимального значения ~ 4 fT на временах 60–100 s и затем начинает расти как $T^{1/2}$: $\sigma_{87}^{\text{long}} = (0.33 \text{ fT} \cdot \text{s}^{-1/2}) \cdot T^{1/2}$.

Измеренная на временном интервале 1–50 s аллановская вариация разностной частоты Δf составляет $\sigma_{\Delta f} = 118.4 \pm 4 \text{ fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. Пересчитывая ее к вариациям частоты канала ^{87}Rb , получаем $\sigma_{87} = 66.4 \pm 2 \text{ fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, если же мы примем в расчет нашу оценку шумов измерительной системы N_{MS} , получаем скорректированное значение $\sigma_{87}^{\text{corr}} = 51 \pm 9 \text{ fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. Этот результат обнаруживает хорошее соответствие с результатом, полученным методом измерения отношения крутизны резонанса к дробовому шуму света: $\sigma_{87}^{\text{light}} = 53.7 \pm 2 \text{ fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ (рис. 4). Таким образом, впервые экспериментально подтверждена обоснованность определения чувствительности магнитометра через процедуру определения крутизны резонанса к дробовому шуму света.

В заключение отметим, что продемонстрированная здесь чувствительность не достигает уровня предельной чувствительности, ожидаемой от магнитометра с оптической накачкой. Перечислим основные причины, ограничивающие чувствительность в нашем случае.

1) Во избежание уширения линии неоднородностью магнитного поля в экране мы использовали относительно небольшую ячейку (180 cm^3).

2) Как мы упоминали ранее, в двухизотопной конфигурации свет одного изотопа является паразитным для другого. В нашем случае этот эффект уменьшает чувствительность в каждом канале примерно в $\sqrt{2}$ раз.

3) В двухизотопной конфигурации линия резонанса каждого изотопа избыточно уширена спинобменными столкновениями с атомами другого изотопа.

4) Эффективность оптического детектирования оптической ориентации в рубидии примерно вдвое ниже, чем в калии вследствие существенно более сильного сверхтонкого расщепления основного и возбужденных состояний.

Соответственно проведенная нами проверка применимости метода измерения отношения крутизны резонанса к дробовому шуму света справедлива на достигнутом уровне чувствительности. Вполне возможно, что при дальнейшем снижении шума могут проявиться новые источники шумов, например шум намагничности рабочей среды.

Авторы выражают признательность фонду INTAS за частичную поддержку данной работы (проект № 01-0765).

Список литературы

- [1] Александров Е.Б., Балабас М.В., Иванов А.Э. и др. // Опт. и спектр. 1995. Т. 78. № 2. С. 325–333.
- [2] Alexandrov E.B., Balabas M.V., Pasgalev A.S. et al. // Laser Physics. 1996. Vol. 6. P. 244–251.
- [3] Budker D., Kimball D.F., Rochester S.M., Yashchuk et al. // Phys. Rev. A. 2000. Vol. 62. P. 043 403–043 406.
- [4] Budker D., Yashchuk V., Zolotarev M. // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 81. P. 5788–5791.
- [5] Kominis I.K., Kornack T.W., Allred J.C., Romalis M.V. // Nature. 2003. Vol. 422. P. 596–599.
- [6] Alexandrov E., Balabas M., Ban G. et al. // PSI Sci. Rep. Villigen (Switzerland): Paul Sherrer Institute, 2002. Vol. 1. P. 25–26.
- [7] Cohen-Tannoudji C., DuPont-Roc J., Haroche S., Laloe // Phys. Rev. Lett. 1969. Vol. 22. P. 758–760.
- [8] Радциг А.А., Смирнов Б.М. Параметры атомов и атомных ионов. Справочник. М., 1986. 344 с.
- [9] Mohr P.J., Taylor B.N. // Rev. Mod. Phys. 2000. Vol. 72. N 2. P. 351–495.